

Pembangkitan Massa Partikel Neutrino dengan Fermion Triplet Melalui Mekanisme Seesaw Tipe III

Ety Kurniati¹, Kadek Ayu Cintya Adelia², Arifin Achmad³, Luqman Hakim⁴

^{1,2,4}Fisika, Universitas Palangka Raya, Kota Palangka Raya, Indonesia

³Fisika, Universitas Jenderal Soedirman, Kabupaten Banyumas, Indonesia

Email korespondensi: etykurniati@mipa.upr.ac.id

Abstrak

Neutrino merupakan partikel yang sangat ringan, tidak memiliki muatan dan interaksi dengan materi lainnya sangat lemah. Massa partikel neutrino dalam pembahasan ini dibangkitkan dengan fermion triple melalui mekanisme seesaw III. Mekanisme Seesaw merupakan salah satu mekanisme untuk membangkitkan massa partikel neutrino yang tidak tercakup dalam Model Standar (MS) fisika partikel. Hal ini berarti bahwa mekanisme seesaw merupakan alternatif dari MS. Kajian dalam artikel ini bersifat teoritis dan didukung oleh studi literatur. Massa partikel neutrino dapat terbentuk secara konsisten dengan menganalisis peran fermion triplet dalam Lagrangian menggunakan mekanisme Seesaw tipe III.

Masuk:

1 Agustus 2025

Diterima:

13 Agustus 2025

Diterbitkan:

8 September 2025

Kata kunci:

Model Standar, Neutrino, Mekanisme Seesaw, Fermion Triplet

1. Pendahuluan

Model standar (MS) dalam fisika partikel adalah kerangka teoritis yang memberikan susunan dasar materi dan juga menjelaskan interaksi yang terjadi antar materi. MS ini menjadi acuan dalam fisika partikel setelah ditemukannya partikel Higgs pada tahun 2012 [1], [2], yang mana sebelumnya model ini diajukan pada tahun 1961 oleh Glashow [3] dan dikembangkan serta disempurnakan oleh Weinberg [4] dan salam pada tahun 1968 [5]. MS merupakan teori yang paling tepat menggambarkan fenomena yang terjadi pada tingkat mikroskopis saat ini. MS menjelaskan deskripsi seluruh interaksi partikel dalam suatu kerangka (kecuali gravitasi). Namun masih terdapat beberapa fenomena yang tidak dapat dijelaskan oleh MS di antaranya penjelasan tentang massa neutrino yang dianggap tidak bermassa, penjelasan tentang materi gelap (*dark matter*) dan energi gelap (*dark energy*), penjelasan tentang masalah ketidasimetri Baryon di alam semesta, dan lain lain.

Neutrino merupakan partikel yang sangat ringan, tidak memiliki muatan dan interaksi dengan materi lainnya sangat lemah. Penemuan neutrino ini menjadi kebanggaan bagi fisikawan. Neutrino ditemukan pertama kali melalui peluruhan beta. Berawal dari spektrum energi elektron pada peluruhan beta yang seharusnya diskrit, namun dalam eksperimen yang dilakukan Chadwick tahun 1914 diperoleh spektrum energinya kontinu [6]. Spektrum kontinu ini menjadi masalah dan dapat diselesaikan melalui dua kemungkinan, dengan mengasumsikan diantaranya dengan mengasumsikan adanya partikel baru atau terjadi pelanggaran kelestarian energi dan momentum pada peluruhan beta. Meskipun partikel neutrino ada dalam susunan MS, namun partikel ini memiliki keunikan dibandingkan dengan partikel lain. Sifat unik yang dimaksud neutrino *chiralitas*-nya hanya teramat *left-handed*, tidak seperti partikel lainnya yang memiliki left dan right-handed *chirality*. Karena ketiadaan neutrino *right-handed* di alam semesta ini, maka neutrino *right-handed* (RH) tidak dimasukan dalam MS. Konsekuensi dari tidak adanya neutrino dalam MS adalah tidak adanya massa neutrino yang terbentuk (Secara matematis, kita tidak akan bisa membentuk massa Dirac jika tidak memiliki neutrino (RH)). Meskipun dalam MS neutrino right-handed dianggap tidak ada, terdapat kemungkinan bahwa neutrino (RH) sebenarnya ada namun tidak terlihat dikarenakan interaksinya yang sangat lemah dengan partikel lainnya.

Sebelum ditemukannya neutrino generasi kedua, Bruno Pontecorvo adalah ilmuwan pertama yang mengajukan gagasan bahwa neutrino memiliki massa dan berosilasi (antara neutrino dan antineutrino [7]. Setelah generasi kedua ditemukan pada tahun 1962, Maki, Nakagawa, dan Sakata mengajukan adanya neutrino mixing pada tahun yang sama [8] dan dijabarkan lebih lanjut oleh Pontecorvo pada tahun 1967 [9]. Pontecorvo menggeneralisasi ide awalnya menjadi osilasi antar dua generasi. Saat ini, neutrino diketahui memiliki tiga flavor dan mixing matriks dari neutrino dinamakan sebagai PMNS (Pontecorvo - Maki - Nagakata - Sakata) matriks. Konsekuensi dari keberadaan osilasi neutrino ini adalah massa neutrino tidak lagi sama dengan nol. Pada tahun 2012, beberapa peneliti menemukan bahwa neutrino mengalami osilasi diantaranya Y Abe dkk menemukan bahwa dari hasil eksperimen diperoleh jumlah neutrino antielectron terdeksi lebih sedikit dari

prediksi yang mana berarti bahwa penurunan jumlah neutrino antielektron menunjukkan bahwa neutrino mengalami osilasi [10], kemudian selanjutnya eksperimen terkait hilangnya antineutrino electron yang dilakukan di tiongkok menemukan bahwa ada perubahan jenis saat bergerak yang mana berarti neutrino mengalami osilasi [11], dan Forero dkk melakukan penggabungan data terbaru dari eksperimen Daya Bay, RENO, T2K, dan MINOS untuk memperkuat dan memperbaiki estimasi osilasi neutrino [12]. Beberapa hasil terkait osilasi neutrino ini menunjukkan bahwa partikel neutrino memiliki massa.

Secara teoritik para fisikawan mengajukan beberapa alternatif untuk membuat neutrino bermassa dalam upaya menambal kekurangan dari apa yang telah dirumuskan oleh MS. Mekanisme Seesaw adalah salah satu mekanisme untuk membuat neutrino memiliki massa. Mekanisme seesaw merupakan mekanisme pembangkit massa neutrino dengan mencampurkan massa neutrino aktif dengan beberapa partikel baru diantaranya neutrino RH yang massanya sangat besar, skalar triplet dan fermion triplet. Penambahan partikel yang berat di dalam suatu Lagrangian dapat menjelaskan massa partikel neutrino yang sangat kecil. Massa tiga neutrino yang kita ketahui sangat kecil dianggap berasal dari keberadaan partikel berat (seperti neutrino Majorana) dan pelanggaran bilangan lepton. Berdasarkan partikel massif yang digunakan dalam mekanisme seesaw, mekanisme seesaw dikelompokkan menjadi tiga tipe yaitu tipe I, tipe II dan tipe III. Tipe pertama menggunakan neutrino singlet massif, tipe kedua menggunakan skalar massif dan tipe ketiga menggunakan neutrino triplet massif. Penambahan mekanisme seesaw dengan berbagai tipenya untuk menjelaskan massa neutrino aktif maupun steril lazim dilakukan dalam berbagai perluasan model standar. Pada penelitian ini, pembangkitan massa neutrino dilakukan dengan menggunakan mekanisme seesaw tipe III yakni dengan menambahkan partikel fermion triplet. Penambahan fermion triplet ini dapat menghasilkan massa neutrino melalui interaksi antara fermion triplet dengan lepton SM. Selain itu juga dengan penambahan fermion triplet dapat mengakibatkan pelanggaran bilangan lepton, namun tetap menjaga simetri gerak dan invariant Lorentz. Kelebihan penambahan fermion triplet dibandingkan dengan mekanisme seesaw lainnya yakni mempermudah deteksi eksperimental.

2. Metode Penelitian

Metode yang digunakan pada penelitian ini yakni bersifat telaah teoritis dan fenomologis berbasis studi literatur. Dalam studi literatur, model yang digunakan yakni model standar yang invariant dengan grup tera $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)$. Partikel dalam penelitian ini mengandung partikel yang terdapat di dalam MS. Adapun partikel yang dimaksud dapat dilihat pada Tabel 1. Sedangkan metode yang digunakan dalam membangkitkan massa partikel neutrino dalam penelitian ini yakni mekanisme *seesaw*. Mekanisme seesaw yang digunakan dalam penelitian ini adalah mekanisme seesaw tipe 3 yang mana menggunakan partikel fermion triplet $\Sigma = (\Sigma^0, \Sigma^-, \Sigma^+)$ yang dikombinasikan dalam bentuk Lagrangian. Adanya partikel fermion triplet ini mengakibatkan Lagrangian interaksi (Lagrangan Yukawa) akan memiliki suku tambahan dengan bentuk

$$L_Y \subset Y \bar{\psi}^c \tilde{\Sigma} \psi + h.c., \quad (1)$$

yang mana $\tilde{\Sigma} = i\sigma\Sigma$. Sehingga secara lebih detail persamaan (1) dapat dituliskan sebagai berikut.

$$\begin{aligned} L_Y &\subset Y \left(\bar{v}_L^c \quad \bar{e}_L^c \right) \begin{pmatrix} \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & \Sigma^+ \\ \Sigma^- & -\frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_L \\ e_L \end{pmatrix} \\ &= Y \left(\bar{v}_L^c \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} v_L + \bar{v}_L^c \Sigma^- v_L + \bar{e}_L^c \Sigma^+ e_L - \bar{e}_L^c \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} e_L \right) \quad (2) \end{aligned}$$

Dari lagrangian inilah akan diperoleh massa neutrino setelah perusakan simetri secara spontan (*spontaneous symmetry breaking*).

Tabel 1. Wakilan Partikel MS dan Bilangan Kuantumnya

| | Partikel MS | | | Bilangan Kuantum |
|--------|---------------------------|-------------------------|---------------------------|------------------|
| | Generasi I | Generasi II | Generasi III | |
| Lepton | $L_L = (\frac{v_e}{e})_L$ | $(\frac{v_\mu}{\mu})_L$ | $(\frac{v_\tau}{\tau})_L$ | 1, 2, -1 |
| | e_R | μ_R | τ_R | 1, 2, -1 |

| | | | | |
|--------|--|--|--|------------|
| Quarks | $Q_L = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$ | $(\begin{smallmatrix} c \\ s \end{smallmatrix})_L$ | $(\begin{smallmatrix} t \\ b \end{smallmatrix})_L$ | 3, 2, 1/3 |
| | u_R | c_R | t_R | 3, 1, 4/3 |
| | d_R | s_R | b_R | 3, 1, -2/3 |

3. Hasil dan Pembahasan

3.1 Osilasi Neutrino dan Matriks PMNS

Setelah neutrino diproduksi melalui suatu proses, neutrino akan menjalar dengan energi dan momentum tertentu. Dalam proses penjalarannya, neutrino akan mengalami perubahan flavour (jenis) sebelum akhirnya mencapai detektor. Peristiwa perubahan flavour neutrino inilah yang disebut sebagai Osilasi neutrino. Osilasi neutrino dapat dijelaskan dengan mengasumsikan bahwa terdapat campuran antara neutrino yang memiliki flavour berbeda. Osilasi neutrino telah teramati dan ini merupakan bukti bahwa neutrino bermassa. Osilasi neutrino diidentifikasi melalui adanya perubahan *flavor* (jenis) selama proses menjalar menuju detektor. Neutrino menjalar dengan energi dan momentum tertentu. Dalam MS neutrino memiliki tiga *flavor* diantara neutrino elektron (ν_e), neutrino muon (ν_μ) dan neutrino taon (ν_τ). Masing-masing neutrino memiliki sifat-sifat massa yang berbeda bergerak melalui ruang sebagai gelombang yang memiliki frekuensi yang berbeda. Jenis (*flavor*) neutrino ditentukan dari superposisi sifat-sifat massa. Jenis neutrino mengalami osilasi ditunjukkan dengan adanya perubahan fase gelombang. Osilasi neutrino terjadi ketika neutrino memiliki massa dan pencampuran yang tidak nol. Osilasi neutrino muncul akibat campuran dua *flavor* neutrino atau lebih. Secara sederhana untuk pencampuran dua neutrino, eigenstates *flavor* neutrino ν_α dan ν_β merupakan kombinasi linear dari eigenstates massa neutrino ν_a dan ν_b [18]: $\nu_\alpha = \nu_a \cos \theta + \nu_b \sin \theta$ dan $\nu_\beta = \nu_b \cos \theta - \nu_a \sin \theta$, dengan θ merupakan sudut campuran *flavor*. Probabilitas osilasi neutrino ditentukan oleh dua parameter diantaranya selisih kuadrat massa neutrino (Δm_2) dan faktor campuran *flavor* $\sin^2 2\theta$.

Secara umum neutrino dalam basis *flavor* merupakan kombinasi linear dari neutrino basis massa. Neutrino basis *flavor* ν_β pada waktu $t = 0$ dapat dituliskan sebagai,

$$|\nu_\beta(0)\rangle = \sum_i U_{\beta i} |\nu_i(0)\rangle \quad (3)$$

dengan ν_i merupakan basis massa dengan ($i = 1, 2, 3$) dan U merupakan matriks campuran neutrino yang uniter. Keadaan flavor untuk sembarang waktu t dan pada $x = L$ dapat dituliskan sebagai

$$|\nu_\alpha(L)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{(-iEt + ipL)} |\nu_i(0)\rangle \quad (4)$$

dengan E merupakan energi total partikel dan p merupakan momentum. Probabilitas (P) silasi neutrino yang flavor awalnya α menjadi flavor β diberikan oleh [14]

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sum_{j > i} U_{i\beta}^* U_{\alpha i} U_{j\beta}^* U_{\alpha j} e^{(-i \frac{\Delta m_{ij}^2}{2E} L)} \quad (5)$$

dengan Δm_{ij}^2 merupakan selisih kuadrat basis massa neutrino i dan neutrino j , L merupakan jarak yang ditempuh neutrino dari sumber menuju detektor dan merupakan energi neutrino.

Osilasi neutrino berasal dari pengamatan fluks neutrino matahari yang sampai ke detektor. Neutrino yang dihasilkan dari fusi matahari yaitu neutrino elektron, sampai ke detektor yang ada di bumi hasilnya tidak konsisten dengan hasil yang diprediksi oleh SSM. Analisis global terhadap hasil pengamatan osilasi neutrino matahari memberikan nilai $\Delta m_{21}^2 = 7,9 \pm 0,28 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ dan hasil eksperimen neutrino atmosfer memberikan nilai $\Delta m_{31}^2 = 2,6 \pm 0,2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ [15]. Pencocokan data tim pengamatan neutrino matahari (Homestake, Kamiokande, GALLEX/GNO, SAGE, Super-Kamiokande, SNO, BOREXino) dan eksperimen melalui reaktor sepanjang 180 km menghasilkan data: $\Delta m_{sol}^2 = 7,6 \pm 0,2 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ dan sudut campuran $\tan^2 \theta_{sol} = 0,44 \pm 0,03$ [16]. Eksperimen neutrino atmosfer (Kamiokande, IMB, Super-Kamiokande, MACRO, Soudan-2, MINOS) mengamati osilasi hilangnya ν_μ dan ν_μ yang menghasilkan data: $\Delta m_{atm}^2 \simeq (2,3 \times 10^{-3} \text{ eV}^2)$. Hasil lain dari tim eksperimen detektor rentang panjang (LBL) K2K dan MINOS mengkonfirmasi hilangnya berkas ν_μ pada akselerator dengan panjang 250 km dan 750 km dengan data $\Delta m_{atm}^2 = 2,32 \pm 0,12 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ dan sudut campuran $\sin^2 \theta_{atm} > 0,9$ pada tingkat kepercayaan 90% [17].

Matriks massa neutrino dapat dijabarkan dengan meninjau terlebih dahulu matriks campuran neutrino U . Matriks campuran neutrino didefinisikan sebagai matriks penghubung antara sifat-sifat *flavor* dengan sifat-sifat massa neutrino, yaitu;

$$\begin{pmatrix} v_e \\ v_\mu \\ v_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \\ v_3 \end{pmatrix} \quad (6)$$

Untuk kasus pencampuran neutrino aktif tiga generasi, matriks U disebut sebagai matriks Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata sehingga matriks campuran neutrino itu sering dituliskan menjadi $UPMNS$. Nilai massa neutrino di basis massa (m_1, m_2, m_3) dapat diperoleh dengan cara menentukan swanilai matriks M dengan menggunakan matriks campuran $UPMNS$ sebagai matriks yang mendiagonalkan matriks M , yaitu;

$$U_{PMNS}^T M U_{PMNS} = \begin{pmatrix} m_1 & 0 & 0 \\ 0 & m_2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3 \end{pmatrix} \quad (7)$$

Matriks massa neutrino dalam basis *flavor nn* dapat diperoleh menggunakan relasi

$$m_v = U_{PMNS} (U_{PMNS}^T M U_{PMNS}) U_{PMNS}^T$$

Matriks U menggambarkan pencampuran neutrino. Untuk kasus neutrino aktif 3 generasi, maka U dikenal dengan matriks PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) serupa dengan matriks CKM untuk pencampuran pada sektor quark (lihat misalnya [18]). Untuk kasus matriks PMNS, neutrino adalah partikel Dirac 3 generasi dapat diparameterisasi dengan 3 sudut campuran ($\vartheta_{12}, \vartheta_{13}, \vartheta_{23}$) dan satu fase pelanggaran CP (δ). Sehingga U dapat diwakili dengan [19]

$$\begin{aligned} U^D &= U_{23} U_{13} U_{12} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} e^{\pm i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} e^{\mp i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} s_{13} & s_{13} e^{\pm i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{\mp i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{\pm i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} c_{23} - c_{12} c_{23} c_{13} e^{\mp i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{\mp i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \quad (8) \end{aligned}$$

dengan $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ dan $\theta_{ij} \in [0, \frac{\pi}{2}]$ sedangkan δ adalah fase pelanggaran CP Dirac. Kelestarian CP akan terjaga saat U real, sehingga tersisa 3 parameter sudut.

Jika neutrino merupakan partikel Majorana, maka matriks U akan memiliki $\frac{n(n-1)}{2}$ fase pelanggaran CP, dengan $\frac{n(n-1)(n-2)}{2}$ fase pelanggaran Dirac dan $(n-1)$ fase pelanggaran Majorana. Wakilan fase pelanggaran Majorana yaitu

$$S^M = (1 \quad e^{-\frac{i\alpha_{21}}{2}} \quad e^{-\frac{i\alpha_{31}}{2}} \quad \dots \quad e^{-\frac{i\alpha_{n1}}{2}})^T \quad (9)$$

Untuk neutrino massif 3 generasi, hubungan antara matriks U untuk kasus partikel Dirac dan partikel Majorana diberikan oleh

$$U^M = U^D \times (1 \quad e^{-\frac{i\alpha}{2}} \quad e^{-\frac{i\beta}{2}})^T \quad (10)$$

dengan α dan β adalah fase pelanggaran CP Majorana dan δ adalah fase pelanggaran CP Dirac dalam matriks UD. Eksperimen osilasi neutrino tidak sensitif terhadap fase α dan β . Fase pelanggaran Majorana sensitif saat bilangan lepton terlanggar. Salah satu eksperimen mengenai hal tersebut misalnya eksperimen neutrinoless double beta decay yang biasanya disimbolkan sebagai $0\nu\beta\beta$ dan sekaligus dapat menentukan apakah neutrino termasuk partikel Dirac atau Majorana. Nilai parameter osilasi neutrino aktif valid hingga tahun 2018s [20].

3.2 Suku Massa Dirac dan Suku Massa Majorana

3.2.1 Suku Massa Dirac

Neutrino Dirac dijelaskan dengan 4 komponen Dirac spinor $\nu = \nu_L + N_R$ yang mana komponen ν_L merupakan komponen neutrino left-handed (LH) dan N_R merupakan komponen neutrino right-handed (RH). Suku massa neutrino Dirac berasal dari Interaksi Yukawa.

$$-\mathcal{L}_{Dirac} = \overline{\ell_L} Y_\nu \tilde{H} N_R + h.c., \quad (11)$$

yang mana $\tilde{H} \equiv i\sigma_2 H^*$ dengan H merupakan Higgs doublet SM dan ℓ_L merupakan lepton doublet LH. Setelah perusakan simetri secara spontan $(SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q)$, diperoleh

$$-\mathcal{L}'_{Dirac} = \overline{\nu_L} M_D N_R + h.c., \quad (11)$$

yang mana $M_D \equiv Y_\nu \langle H \rangle$ dengan nilai $\langle H \rangle \cong 174$ GeV yang merupakan nilai harap vakum dari H . Matriks mass aini dapat didiagonalisasikan dengan transformasi bi-utary : $V^\dagger M_D U = \widehat{M}_\nu \equiv Diag\{m_1, m_2, m_3\}$ dengan m_i merupakan massa neutrino untuk $i = 1, 2, 3, \dots$. Setelah didiagonalisasikan, persamaan 11 menjadi

$$-\mathcal{L}'_{Dirac} = \overline{\nu'_L} M_\nu N'_R + h.c., \quad (12)$$

dengan $\nu'_L = V^\dagger \nu_L$ dan $N'_R = U^\dagger N_R$. Kemudian berikut 4 komponen spinor Dirac

$$\nu' = \nu'_L + N'_R = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

Yang secara otomatis memenuhi $P_L \nu' = \nu'_L$ dan $P_R \nu' = N'_R$, yang menggambarkan eigen keadaan massa tiga neutrino Dirac. Sehingga persamaan 13 menjadi

$$-\mathcal{L}'_{Dirac} = \overline{\nu'} \widehat{M}_\nu \nu' = \sum_{i=1}^3 m_i \overline{\nu_i} \nu_i, \quad (14)$$

3.2.2 Suku Massa Majorana

Suku massa Majorana melanggar simetri tera $SU(2)_L \times U(1)_Y$ dalam SM yang hanya mengandung satu Higgs dublet $SU(2)_L$ dan menjaga kelestarian nomor lepton. Namun kita dapat menggunakan mekanisme seesaw yang memperkenalkan Higgs triplet $SU(2)_L$ di dalam SM yang dapat mengakomodasi suku massa neutrino yang invarian tera. Berikut suku massa neutrino yang dituliskan dalam bentuk Lagrangan.

$$-\mathcal{L}'_{Majorana} = \frac{1}{2} \overline{\nu_L} M_L (\nu_L)^c + h.c., \quad (15)$$

dengan catatan bahwa matriks massa M_L harus simetri. Karena suku massa merupakan scalar Lorentz yang transpose nya tetap dan tidak berubah, diperoleh

$$\overline{\nu_L} M_L (\nu_L)^c = [\overline{\nu_L} M_L (\nu_L)^c]^T = -\overline{\nu_L} C^T M_L^T \overline{\nu_L}^T = \overline{\nu_L} M_L^T (\nu_L)^c, \quad (16)$$

yang mana tanda minus menunjukkan pertukaran dua operator medan fermion, dan $C^T = -C$ telah digunakan. Oleh karena itu, $M_L^T = M_L$ berlaku. Matriks massa simetri ini dapat didiagonalisasikan dengan transformasi $V^\dagger M_D U = \widehat{M}_\nu \equiv Diag\{m_1, m_2, m_3\}$, yang mana V merupakan sebuah matriks uniter. Setelah didiagonalisasikan, persamaan (15) menjadi

$$-\mathcal{L}'_{Majorana} = \frac{1}{2} \overline{\nu'_L} M_L (\nu'_L)^c + h.c., \quad (17)$$

dengan $\nu'_L = V^\dagger \nu_L$ dan $(\nu'_L)^c = C \overline{\nu'_L}^T$. Kemudian selanjutnya

$$\nu' = \nu'_L + (\nu'_L)^c = \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

Yang memenuhi kondisi Majorana $(\nu')^c = \nu'$, yang menjelaskan eigen keadaan massa tiga neutrino Majorana. Sehingga diperoleh,

$$-\mathcal{L}'_{Majorana} = \frac{1}{2} \bar{v}' \widehat{M}_\nu v' = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 m_i \bar{v}_i v_i , \quad (19)$$

3.3 Mekanisme Seesaw Tipe III

Pada mekanisme seesaw tipe III memperkenalkan ide utamanya yakni fermion triplet (Σ) $SU(2)_L$ yang ditulis sebagai berikut.

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \Sigma^0/\sqrt{2} & \Sigma^+ \\ \Sigma^- & -\Sigma^0/\sqrt{2} \end{pmatrix} \quad (20)$$

Tiga fermion triplet yang massanya berat pada persamaan 1 ditambahkan ke dalam MS. Fermion triplet berinteraksi dengan fermion SM dan Higgs melalui interaksi Yukawa. Pada suku massa Majorana menyebabkan pelanggaran bilangan lepron dan menghasilkan massa neutrino yang sangat kecil melalui mekanisme seesaw tipe III ini. Suku massa Majorana dapat ditulis sebagai berikut.

$$-\mathcal{L}_{lepton} = \overline{\ell_L} Y_L H e_R + \overline{\ell_L} \sqrt{2} Y_\Sigma \Sigma^c \tilde{H} + \frac{1}{2} \text{Tr}(\bar{\Sigma} M_\Sigma \Sigma^c) + h.c. , \quad (21)$$

dengan ℓ_L merupakan lepton LH, Y_Σ merupakan konstanta kopling, dan M_Σ merupakan massa fermion triplet. Kemudian pada persamaan 19, partikel yang sangat berat dieliminasi dan diperoleh operator Weinberg dimensi 5 yang dapat ditulis pada persamaan berikut.

$$\frac{\mathcal{L}_{d=5}}{\Lambda} = \frac{1}{2} (Y_\Sigma M_\Sigma^{-1} Y_\Sigma^T)_{\alpha\beta} \overline{\ell_{\alpha L}} \tilde{H} \tilde{H}^T l_{\beta L}^c + h.c. , \quad (22)$$

Setelah terjadi perusakan simetri secara spontan, \tilde{H} memperoleh nilai harapan vakum $\langle \tilde{H} \rangle = \frac{v}{\sqrt{2}}$ dengan $v \simeq 246$ GeV. Kemudian diperoleh massa neutrino suku Majorana sebagai berikut.

$$-\mathcal{L}_{massa} = \frac{1}{2} (\overline{v_L} \Sigma^0) \begin{pmatrix} 0 & M_D \\ M_D^T & M_\Sigma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_l^c \\ \Sigma^0 c \end{pmatrix} + h.c. , \quad (23)$$

atau

$$-\mathcal{L}_{massa} = \frac{1}{2} \overline{v_L} M_\nu v_l^c + h.c. , \quad (24)$$

Yang mana matriks massa Majorana simetri diberikan oleh

$$M_\nu = -\frac{1}{2} Y_\Sigma \frac{v^2}{M_\Sigma} Y_\Sigma^T \quad (25)$$

4. Kesimpulan

Telah dibahas pembangkitan massa neutrino dengan fermion triplet. Pembahasan terkait penambahan fermion triplet ke dalam Lagrangian lepton menghasilkan massa neutrino yang besar dibahas pada mekanisme seesaw tipe III. Pada mekanisme ini, bisa dibuktikan bahwa dengan memperkenalkan fermion triplet $SU(2)$ dalam bentuk representasi 2×2 , bisa didapatkan suku massa neutrino dari Lagrangian interaksi tambahan yang muncul. Mekanisme seesaw tipe III yang melibatkan fermion triplet terbukti secara teoritis mampu membangkitkan massa neutrino melalui interaksi Yukawa dan Lagrangian yang disesuaikan dengan simetri Model Standar. Kajian ini memperkuat upaya perluasan MS untuk menjelaskan fenomena neutrino yang tidak dapat ditangkap oleh kerangka dasar. Studi lanjutan dapat diarahkan pada prediksi eksperimental dari partikel baru yang terlibat. Penjelasan mengenai batasan dari pendekatan ini. Potensi eksperimen masa depan atau relevansi hasil terhadap observasi neutrino saat ini. Jika memungkinkan, tambahkan *simulasi numerik atau plot massa neutrino vs parameter seesaw* untuk menambah kekuatan hasil teoritis.

Daftar Pustaka

- [1] S. Chatrchyan *et al.* (2012), “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC,” *Physics Letters B*, vol. 716, no. 1, pp. 30–61, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.021.
- [2] G. Aad *et al.* (2012), “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC,” *Physics Letters B*, vol. 716, no. 1, pp. 1–29, doi: 10.1016/j.physletb.2012.08.020.

- [3] S. L. Glashow (1961), "PARTIAL-SYMMETRIES OF WEAK INTERACTIONS," *Nuclear physics* 22.4 (1961): 579-588.
- [4] S. Weinber (1967), "A MODEL OF LEPTONS", Physics Review Letters, vol.19, no.21, 10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [5] J.C. Ward and A. Salam (1959), "Weak and Electromagnetic Interactions," IL NUOVO CIMENTO, vol.11, no.4.
- [6] S. Putra Zega and H. Gulo (2024), "ANALISIS LITERATUR FISIKA NUKLIR DAN PENGEMBANGAN REAKTOR FUSI", IDENTIK: Jurnal Ilmu Ekonomi, Pendidikan dan Teknik, vol.1, no.3.
- [7] B. Pontecorvo (1957), "Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 34, p. 247.
- [8] et al. Z. Maki (1962), "Remarks on the Unified Model of Elementary Particles," *Progress of Theoretical Physics*, vol. 28, pp. 870-880.
- [9] B. Pontecorvo (1967), "Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge," *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, vol. 53, pp. 1717-1725.
- [10] Y. Abe *et al.* (2012) "Indication of reactor $\bar{\nu}_e$ disappearance in the double chooz experiment," *Phys Rev Lett*, vol. 108, no. 13, doi: 10.1103/PhysRevLett.108.131801.
- [11] F. P. An *et al.* (2012), "Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay," *Phys Rev Lett*, vol. 108, no. 17, doi: 10.1103/PhysRevLett.108.171803.
- [12] D. V. Forero, M. Tortola, and J. W. F. Valle (2014), "Neutrino oscillations refitted," doi: 10.1103/PhysRevD.90.093006.
- [13] Maki, et. al. (1962), "Remarks on the unified model of elementary particles," *Prog. Theor. Phys.*, vol. 28, p. 870.
- [14] Mona, et. al.(2018), "Updated global analysis of neutrino oscillations in the presence of eV-scale sterile neutrinos," *JHEP*, doi: [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2018\)010](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2018)010).
- [15] Gonzales, et.al. (2008), "Phenomenology with Massive Neutrino," *Physics Reports* 460.1-3 (2008): 1-129.
- [16] Abe, K., et.al. (2011), "Solar neutrino results in Super-Kamiokande-III," *Physical Review D*, vol. 83, doi: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.83.052010>.
- [17] Ashie, Y. et al. (2005), "Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I," *Physical Review D*, vol. 71, doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.112005>.
- [18] D. J. Griffiths (2008), *Introduction to Elementary Particles*. New York.: JohnWiley & Sons.
- [19] KA. Olive et al. (2014), "Review of particle physics," *Chin. Phys.*, vol. 38, no.9. doi: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [20] Sallas et. al.(2018), "Status of neutrino oscillations 2018: first hint for normal mass ordering and improved CP sensitivity," *JHEP*, vol.782, Pages 633-640 , doi: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.06.019>.